第 42 卷 第 4 期
2024 年 12 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 42, No. 4
Dec., 2024

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.04.03

大气对望远镜像质影响的测量和计算方法进展

黄善杰[1,2]，赵劲松[3]，许方宇[2]，王岭雪[1]，宋腾飞[2]，蔡 毅[1,2]

(1. 北京理工大学 光电学院，北京 100081； 2. 中国科学院 云南天文台，昆明 650216； 3. 昆明物理研究所，昆明 650223)

摘要： 大气湍流引起的望远镜像质衰减是目前限制地基天文望远镜高分辨率观测能力的重要因素，测量和计算大气对望远镜像质的影响是天文技术领域的一个重要研究方向。首先，阐述了光学和非光学方法测量大气对像质影响的理论基础，给出了两种测量方法的代表性技术路线、测量结果和研究进展，深入剖析了这些测量方法的优缺点。然后，综述了计算望远镜内部气流对像质影响的 3 种方法的基本原理及适用范围，并对这些计算方法的优缺点进行了深入分析。最后，对光学、非光学测量方法和计算方法的技术特点进行对比，并展望了计算方法的未来发展方向。

关 键 词： 地基天文望远镜；视宁度；Kolmogorov 湍流；波前像差

中图分类号： P111.2 **文献标识码：** A

1 引 言

随着地基天文望远镜口径的不断增大，以及望远镜观测能力不断提高，大气对望远镜像质的影响逐渐凸显。望远镜观测星象时满足夫琅禾费衍射条件，若望远镜具有理想的圆孔径成像系统且没有大气干扰，理论上可以观测到由中心亮斑和围绕它的同心亮环组成的稳定星象。此星象本质是一个夫琅禾费圆孔衍射环，其光强分布可用一阶贝塞尔函数表示，零级衍射斑为爱里斑[1]。然而，大气的存在使得星光波前发生改变，导致星象的强度分布不再是夫琅禾费圆孔衍射环，而是表现为星象的运动、模糊以及亮度闪烁。当望远镜口径增大到一定程度时，望远镜的空间分辨率主要受限于大气。大气温度随机涨落引起的折射率的随机涨落会对光波产生微扰动，通过一定距离的大气后，光波的振幅和相位都会出现随机涨落。大气对望远镜像质的影响主要体现为大气折射率起伏导致的波前相位和振幅的起伏。波前

收稿日期： 2024-07-02； **修回日期：** 2024-07-23

资助项目： 国家自然科学基金 (U1931124)；云南省自然科学基金 (202401AT070140)

通讯作者： 王岭雪, neobull@bit.edu.cn

相位的随机起伏表现为像运动和像模糊，波前倾斜造成像点围绕着平均位置不规则地抖动，即像运动；波前畸变引起不同像点有不同的位移距离，引起像模糊；振幅起伏导致光强的起伏，表现为星象的亮度闪烁[2,3]。光波涨落的研究工作主要基于 Kolmogorov 湍流理论以及 Tatarski 的湍流大气中波的传播理论[2]。天文学家把望远镜像质受大气影响而衰减的程度称之为视宁度 (seeing)[3]。近年来，大口径地基望远镜的发展主要侧重于如何减少大气对像质的影响[4]。目前测量大气对望远镜像质影响的方法主要分为光学测量和非光学测量两种。光学测量方法通过测量入射至测量仪器的光束的波前相位[5,6]和振幅[7]的起伏，以获得大气引起的像质衰减程度；非光学测量方法则利用声波[8]、微波[9]和微温脉动仪[10]测量大气对像质的影响。此外，随着天文技术领域对望远镜内部气流引起的像质衰减的现象越发重视，越来越多的计算方法用于评价望远镜内部气流对像质的影响，主要包括镜面视宁度半经验公式[11]、视宁度参数计算法[12]和波前像差计算法[13]。

本文概述了测量大气对像质影响的各种技术方法，分析了它们的技术特点和当前研究现状，并指出各种测量方法的应用场景及其局限性。本文还综述了望远镜内部气流对像质影响的计算方法，分析了它们的研究现状、适用范围和最新进展，并进一步探讨了计算方法面临的挑战和未来的发展方向。

2 大气对像质影响的光学测量方法

星光入射至地球大气层时，大气会对星光光波的振幅和相位产生影响。人们将测量大气引起的光波振幅和相位的起伏变化作为一种探测方法，并反演出大气对像质的影响，称之为大气对像质影响的光学测量方法。该方法不仅可对大气进行无干扰测量，还在空间探测方面具有优越性。根据光学测量大气对像质影响的原理，本章将光学测量方法分为基于波前相位测量和基于波前振幅测量两大类，进一步分析归纳代表性光学测量方法的优缺点。

2.1 光学测量大气对像质影响的原理

根据空气中光波的麦克斯韦方程以及 Clifford 的研究，光波电场强度在三维坐标系的 3 个分量服从相同的波动方程，平面光波经过大气后的波动方程的标量表示为[14,15]：

$$\nabla^2 U + \frac{\omega^2 n(\boldsymbol{r})^2}{c^2} U = 0 \quad , \tag{1}$$

其中，U 代表光波电场强度在三维坐标系中任意一个分量，c 为真空中的光速，ω 为光波的圆频率，$n(\boldsymbol{r})$ 为大气内任意场点的空气折射率，$\boldsymbol{r}$ 是场点相对于坐标原点的位置矢量。空气折射率可分为平均值和随机涨落两部分[14]：

$$n(\boldsymbol{r}) = n_0 + n_1(\boldsymbol{r}) \quad , \tag{2}$$

其中，n_0 为折射率平均值，其在时间和大尺度空域上变化很小，一般可将 n_0 视为 1；$n_1(\boldsymbol{r})$ 为折射率的随机涨落，其典型值一般比平均值小几个数量级[16]，主要来源于大气温度涨落。由于 $n_1(\boldsymbol{r})$ 远小于 n_0，可采用微扰法求解波动方程，利用 Born 近似将 U 分解为折射率平

均值 U_0 和折射率随机涨落微小修正项 U_1 [14]：

$$U = U_0 + U_1 \quad . \tag{3}$$

设平面光波 U 的振幅和相位分别为 A 和 φ，平面光波 U_0 的振幅和相位分别为 A_0 和 φ_0，即：

$$U = A\exp(\mathrm{i}\varphi) \quad , \tag{4}$$

$$U_0 = A_0\exp(\mathrm{i}\varphi) \quad . \tag{5}$$

一般情况下 $|U_1| \ll |U_0|$，满足该情形称之为弱涨落。光波微扰的对数振幅涨落记为 χ，相位涨落记为 φ_δ，基于 Tatarski 的 Rytov 变换，表示为：

$$\chi = \ln\frac{A}{A_0} \approx \mathrm{Re}\frac{U_1}{U_0} \quad , \tag{6}$$

$$\varphi_\delta = \varphi - \varphi_0 \approx \mathrm{Im}\frac{U_1}{U_0} \quad . \tag{7}$$

弱涨落情形下，平面波经过大气湍流后的对数振幅涨落和相位涨落均服从高斯分布。一般天文观测中，当望远镜所观测天体的天顶角小于 60° 时，大气的弱涨落理论与观测结果基本符合。进一步地，被测天体的天顶角小于 45° 时，大气湍流扰动对光波相位的影响远大于对振幅的影响，称之为近场近似[3]。Fried 研究经过大气的光波波前畸变时，定义了一个视宁度参数用于描述大气湍流引起的望远镜像质衰减程度[17−19]。将大气视为满足近场近似的均匀各向同性 Kolmogorov 湍流，r_0 表示为：

$$r_0 = 0.185\left[\frac{(\overline{\lambda})^2}{\int_0^{Z_0} C_N^2(z)\mathrm{d}z}\right]^{3/5} \quad , \tag{8}$$

其中，$\overline{\lambda}$ 为光波的平均波长，$C_N^2(z)$ 代表望远镜前方 z 处空气层的折射率结构常数，Z_0 为镜筒前方大气路径的总长度。r_0 被称为 Fried 常数，被视为望远镜实现衍射受限成像的极限口径[3,20]。星象经过大气湍流后的长曝光成像为一种与望远镜口径无关的圆形光斑，称为视宁度圆盘，积分时间越长，圆形光斑越接近高斯光斑。视宁度圆盘的半峰全宽 (full width at half maxima) 角 α_{FEHM}，可用于表征大气湍流引起的像质衰减，其与 r_0 的关系为：

$$\alpha_{\mathrm{FEHM}} = 0.98\lambda/r_0 \quad . \tag{9}$$

α_{FEHM} 主要与大气湍流有关，与望远镜口径无关，本质上是星象经过大气湍流和望远镜后的点扩散函数 (PSF) 的轮廓。随着天顶角的增大，大气湍流对光波振幅的影响也变大，因此需要同时考虑相位和振幅的涨落[3]。振幅起伏导致光强变化，表现为像的亮度闪烁，例如夜空中星星的闪烁现象。鉴于大气对像质的影响主要体现为波前相位和振幅的起伏，因此可以通过测量大气引起的波前相位和振幅起伏对星象的影响，反演出大气引起的像质衰减程度。

2.2　基于波前相位的光学测量方法

基于波前相位起伏测量大气对像质影响的典型代表是像运动测量法[5,6]。像运动测量法利用大气湍流引起的波前倾斜起伏造成的小口径望远镜星象的随机抖动，测量大气对像质的影响。波前倾斜起伏对应于星象位置的变化，波前倾斜的角度也被称为波前到达角。一般情况下，焦平面上星象位置的抖动幅度越小，波前倾斜也越小，视宁度则越好。像运动测量法通过测量星象抖动的方差（记为 $\sigma_{\rm m}^2$）获得视宁度参数 r_0，两者之间的关系为[3]：

$$\sigma_{\rm m}^2 = 0.36\left(\frac{\lambda}{D_0}\right)^{1/3}\left(\frac{\lambda}{r_0}\right)^{5/3} \quad , \tag{10}$$

式中，D_0 为小口径望远镜的光瞳直径，λ 为波长。该公式的推导假设了大气湍流满足近场近似，故不能用于天顶距较大的星象观测。然而，像运动测量法采用的单光瞳测量中，星象抖动不仅包括大气引起的波前倾斜起伏，还包括了望远镜和探测器等仪器自身抖动。为了消除仪器自身的抖动干扰，天文学家在望远镜入瞳上设置两个直径相等的子瞳，通过测量焦平面上两个星象的相对运动方差获得 r_0，称之为差分像运动测量法。星象在两子瞳连线方向相对运动的方差 $\sigma_{\rm p}^2$ 与 r_0 的关系为：

$$\sigma_{\rm p}^2 = 2\lambda^2 r_0^{-5/3}(0.179D^{-1/3} - 0.097d^{-1/3}) \quad , \tag{11}$$

星象在连线垂直方向的相对运动方差 $\sigma_{\rm h}^2$ 与 r_0 的关系为:

$$\sigma_{\rm h}^2 = 2\lambda^2 r_0^{-5/3}(0.179D^{-1/3} - 0.145d^{-1/3}) \quad , \tag{12}$$

式中，D 为子瞳直径，d 是两子瞳的间距，$d \geqslant 2D$。基于差分像运动测量法的视宁度测量仪称之为 DIMM (Differential Image Motion Monitor)，其在天文选址中得到了广泛应用[21,22]。大气湍流一般被当作 Kolmogorov 湍流处理，认为具有各态遍历性，即大气湍流引起的星象抖动变量在重复多次的试验中出现的所有可能，能够在一次试验的相当长时间内或相当大的空间范围内以相同的概率出现[23]。两种像运动法测量一段较长时间内的像抖动方差，计算出视宁度参数的时间平均值。测量得到的大气路径上视宁度参数的时间平均值，等于该路径大气的视宁度参数的系综平均和空间平均[14]。目前几乎所有的测量大气湍流对像质影响的方法都是获得视宁度参数的时间平均值。基于 DIMM 的研究基础，刘忠等人[24]提出太阳差分像运动测量仪，称为 SDIMM (Solar Differential Image Motion Monitor)，通过测量太阳边缘同源双像的相对运动方差计算白日视宁度。白日视宁度越好，同源双像运动的相关性越强。2002 年，根据差分像运动测量原理，周丹[2]通过测量抚仙湖对岸靶标中两个像点的相对运动的方差值，评估了湖面上方 6 m 处大气路径的视宁度。

DIMM 和 SDIMM 只能测量整层大气的综合视宁度，为了获得不同高度层大气对像质的影响程度，S-DIMM+ 采用太阳表面不同米粒组织的像经过大气后的波前倾斜的协方差，可测量 30 km 高度内的大气分层的折射率结构常数，称之为大气湍流廓线[25]。Kellerer 等人[26]采用 S-DIMM+ 获得了大熊湖台址的日间大气湍流廓线。Wang 等人[27]对 S-DIMM+ 方法进行了改进，测量了抚仙湖太阳观测站的日间大气湍流廓线，改进后可以更清楚地显示

强湍流层的高度。Wilson[28]于 2002 年提出对大气视宁度进行分层测量的 SLODAR (Slope Detection and Ranging)方法。该方法采用 Shack-Hartman 波前传感器测量双星的波前倾斜，通过双星波前倾斜的互相关和自相关反演出大气湍流廓线。与波前振幅起伏探测相比，波前倾斜测量需要的光子数较少，只需要进行质心计算的光强，因此，SLODAR 可以使用微弱双星测量大气视宁度，使用范围广。鉴于 S-DIMM+ 方法测量视宁度受限于必须使用大口径望远镜，2015 年，Ren 等人[29] 提出了多孔径视宁度廓线仪 (Multiple-Aperture Seeing Profiler, MASP) 概念。MASP 用 2 个小望远镜通过 Shack-Hartmann 波前传感器测量太阳米粒组织像的波前倾斜，获得 30 km 高度内的日间大气湍流廓线。MASP 用两个 400 mm 口径望远镜可以获得基于 S-DIMM+ 方法的 1 120 mm 口径望远镜的湍流廓线的测量性能。2016 年，Ren 和 Zhao[30]在 MASP 基础上，进一步提出了先进多孔径视宁度廓线仪 (Advanced Multiple Aperture Seeing Profiler, A-MASP)。A-MASP 用两个 100 mm 小口径望远镜，通过测量多个太阳米粒组织像的波前倾斜获得日间大气湍流廓线，A-MASP 不需要 Shack-Hartmann 波前传感器。基于波前倾斜起伏角度测量大气视宁度的方法还有 GSM (Generalized Seeing Monitor)[31,32]、MOSP (Monitor of Outer Scale Profile)[33]、PML (Profiler of Moon Limb)[34,35]等。方玉亮等人[36]和 Song 等人[37]进一步将 PML 和 S-DIMM 方法相结合，提出了 PDSL (Profiler of the Differential Solar Limb) 方法。PDSL 可测量日间大气的折射率结构常数廓线，Song 等人[37]采用 PDSL 方法对四川稻城的无名山天文观测站进行了实地测量。

随着激光探测技术的发展，基于激光的波前相位起伏测量方法被用于测量局域空气对像质的影响。Cavazzani 等人[38]通过测量长曝光时波前倾斜造成的激光光斑叠加形成的模糊像，从而获得局域空气的视宁度参数，其测量原理如图 1 所示。

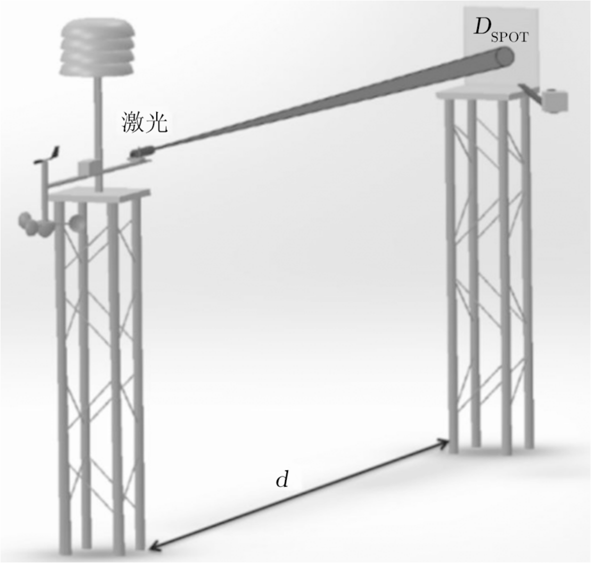


图 1　测量局域空气视宁度的原理示意图[38]

模糊像的半径记为 R_{SP}，本质上是波前到达角起伏的统计结果，R_{SP} 与 α_{FWHM} 之间的关系为：

$$R_{SP} = d\sin(\alpha_{FWHM}) + R_L \quad , \tag{13}$$

式中，d 为激光发射器与接收器之间的距离，R_L 为激光束在真空中的光斑半径。测量模糊像半径与真空光斑半径的差，即可计算出 α_{FWHM} 。一般情况下大气路径越短，R_{SP} 越接近 R_L，则测量误差和 α_{FWHM} 的计算误差也越大。

为了测量局域空气的折射率结构常数，Mermelstein[39]研制了一种基于光纤干涉的 Marc-Zehnder 干涉仪，如图 2 所示。

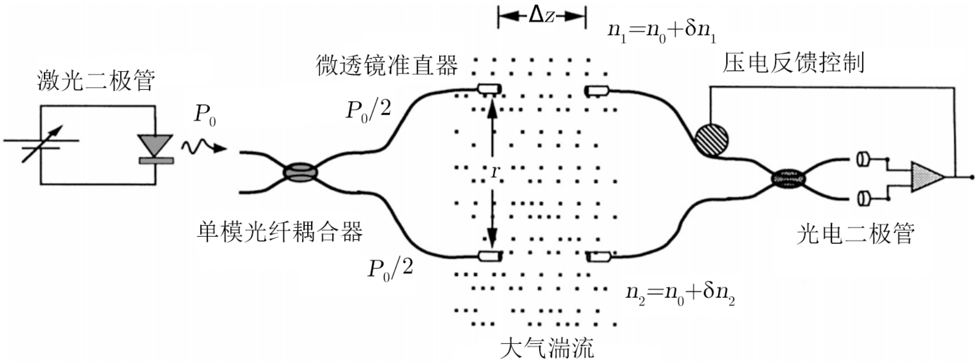


图 2　Marc-Zehnder **干涉仪的原理示意图**[39]

激光二极管发出的激光经单模光纤导入光纤耦合器，然后被分成光强相等的两束激光，分别用光纤准直器发射到空气中，空气另一端再由两个光准直器收集并导入第二个光纤耦合器进行合束，从而产生叠加。Marc-Zehnder 干涉仪将两束激光的相位差变换为输出光强变化，并进一步转化为光电二极管的电流信号。利用相位差与光强的关系测量激光路径的空气引起的波前相位起伏，进而计算出空气的折射率结构常数。空气间隙长度记为 Δz，两个间隙内被测空气的折射率起伏量分别记为 δn_1 和 δn_2，激光的输出功率为 P_0，光电二极管探测响应效率为 β，激光中心波长为 λ，则承载相位差变化的电流信号 $i(t)$ 可表示为：

$$i(t) = \beta P_0 \left(\frac{2\pi\Delta z}{\lambda}\right)[\delta n_1(t) - \delta n_2(t)] \quad . \tag{14}$$

测量一系列电流信号并平方再平均，根据折射率结构函数和折射率结构常数的定义，可以获得以下关系：

$$i_{rms}^2 = \beta^2 P_0^2 \left(\frac{2\pi\Delta z}{\lambda}\right)^2 C_n^2 r^{2/3} \quad , \tag{15}$$

其中，i_{rms} 为电流信号的均方根值，C_n^2 为折射率结构常数，r 为两光路的间距。利用 i_{rms} 的测量值即可计算出空气的 C_n^2。进一步地，梅海平[40,41]及郝磊等人[42]结合 Mach-Zehnder 干涉仪测量原理，成功研制出一种单空气间隙大气湍流光纤测量系统，可以测量空气折射率起伏的方差。

为了测量局域大气对像质的影响，Ziad 等人[43]研制了一套激光束波前探测系统 (Local Turbulence Experiment, LOTUCE)，通过测量激光束的波前到达角起伏方差，获得了圆顶内空气的视宁度。结合 LOTUCE 的测量原理，Deng 等人[44,45]研制了一套基于多路非冗余基线激光的局部视宁度测量仪，不仅可测量局域空气引起的激光束波前到达角起伏的方差以获得视宁度参数，还可以测量风速、空气外尺度和大气的相干时间等参数。该仪器成功测量了丽江天文观测站日冕楼的圆顶视宁度。安其昌等人[4]和杨飞等人[46,48]提出了基于波前相位的斜率及曲率的镜面气流对像质影响的测量方法。该测量方法假定镜面气流满足 Kolmogorov 湍流模型和 Taylor 冻结湍流假设。此外，大功率激光雷达也被用于探测大气引起的像质衰减，基于激光雷达的测量方法有差分像运动法和差分光柱像运动法，两者均属于基于波前相位起伏的光学测量方法。差分像运动激光雷达由大功率激光器和成像系统组成，成像系统的入瞳上设有两个直径相等的子瞳，与 DIMM 相似。脉冲激光器发射聚焦光束，然后成像系统对光束焦点处的后向散射光进行成像探测；最后利用差分像运动测量原理，通过计算两个激光焦点的图像质心的相对抖动获得大气相干长度[49]。本质上，差分像运动激光雷达方法将传统差分像运动测量法中的星体光源用聚焦激光束的焦点代替，优点是测量结果几乎不受激光能量起伏、测量环境以及子瞳的影响。由于采用聚焦在特定高度上的激光焦点作为被测点光源，差分像运动激光雷达测量时将存在焦点漂移问题。Jing 等人[50]于 2013 年提出差分光柱像运动雷达测量法，该方法用小口径高能激光发射系统垂直发射的激光光柱（光束）替换激光焦点，克服了焦移问题。激光光柱经大气散射的后向散射信号被旁轴放置的双瞳成像系统接收，在焦平面上获得一定高度范围激光光柱的双孔径成像。根据两个光柱像的相对运动方差，计算出大气相干长度和折射率结构常数随高度的变化。差分像运动激光雷达和差分光柱像运动雷达的理论基础均为差分像运动测量理论，两者用不同的人造光源代替恒星光源，而本质上是 DIMM 的延伸。

2.3 基于波前振幅的光学测量方法

大气湍流的折射率起伏不仅影响波前相位，也影响波前振幅。波前振幅起伏造成光强的起伏，夜空中的星星“眨眼”现象便是大气引起的光强起伏。与波前到达角的起伏方差相似，光强的起伏方差也与大气的折射率结构常数有关。人们把光束通过大气湍流后的光强随机起伏称为闪烁，一般用闪烁率 σ_l^2 表示闪烁的程度，闪烁率被定义为相对亮度涨落的方差。当用口径小于 3 cm 的望远镜测量恒星闪烁时，星象闪烁率与大气湍流的折射率结构常数的关系为[7]：

$$\sigma_l^2 = 19.2\lambda^{-7/6}\cos(\gamma)^{-11/6}\int h^{5/6}C_N^2(h)\mathrm{d}h \quad , \tag{16}$$

其中，γ 为天顶角，h 代表湍流层的高度。为了利用波前振幅起伏测量大气湍流廓线，Vernin 等人[51]和 Rocca 等人[52]提出了 SCIDAR (Scintillation Detection And Ranging) 测量方法。SCIDAR 对经过大气后的星光闪烁图像进行亚毫秒级的快速采集，并对获得的闪烁星象进行自相关和互相关处理，反演出夜间大气湍流廓线信息[53]。针对传统 SCIDAR 对近地面湍流探测不敏感的缺点，Avila 等人[54]提出了 Generalized SCIDAR 方法：地基望远镜观测双星系统时，夹角很小的两颗恒星的光波被 H 高度的湍流层扰动，在望远镜焦面表现

为两星象的光强起伏。望远镜观测获取的双星的闪烁星象，包含了该湍流层折射率起伏的信息。通过两个星象像差的相关运算，可以对湍流层的高度进行三角测量，且相关峰值的幅值对应于该层的湍流强度。H 高度的湍流层产生的闪烁图像的自相关函数 $C^{**}(r)$ 为：

$$C^{**}(r) = \int_0^{\infty} \mathrm{d}h C_n^2(h)\{aC(r,H) + b[C(r-\rho H,H) + C(r+\rho H,H)]\} \quad , \tag{17}$$

其中，ρ 是双星分离角，$C_n^2(h)$ 为垂直高度的湍流廓线函数，H 为对应的湍流层高度，$C(r,H)$ 是 H 高度的星闪烁自相关函数，r 是自相关函数中心峰值的位置，$a=(1+\alpha^2)/(1+\alpha)^2$，$b=\alpha/(1+\alpha)^2$，$\alpha=10^{-0.4\Delta_m}$，$\Delta_m$ 为双星的星等差。从星象的闪烁图像中可以解析出相应湍流层的视宁度参数。Generalized SCIDAR 可以测量整个大气层的湍流廓线，高度分辨率约几百米。然而，SCIDAR 和 Generalized SCIDAR 均要求望远镜口径大于 1 m，被测双星需在一定的分离角度范围内且小于 6 等星，极大地限制了应用场景。针对上述不足，Habib 等人[55]提出了单星 SCIDAR (Single Star SCIDAR, SSS) 概念，单星 SCIDAR 突破了双星限制并且可用小口径望远镜实现。Liu 等人[56]采用 40 cm 的小口径望远镜和高速 CCD 相机成功研制出单星 SCIDAR，并实现了分辨率为 500 m 的大气湍流廓线测量。为了测量日间大气湍流廓线，Solar SCIDAR 在太阳望远镜焦平面设置两个光阑，来模拟一对双星。两个光阑的大小和间隔距离可调，选择不同的间隔距离，可以得到不同的间隔角。利用测量的两像的闪烁率，再结合互相关函数可求解出日间大气湍流廓线。

Kornilov 等人[57]于 2003 年提出 MASS (Multi-Aperture Scintillation Sensor) 概念，MASS 通过四个同心光阑探测单星的星象闪烁空间特性，计算 4 个常规闪烁率和 6 个差分闪烁率以反演大气湍流廓线。MASS 以单星为光源，适应性广且成本低。然而，MASS一般仅能获得 6 个不同高度的薄湍流层的折射率结构常数，空间分辨率较低。LuSci (Lunar Scintillometer) 通过测量月亮像的归一化闪烁率协方差，获得不同高度的湍流强度[58]。LuSci 采用 6 个线性排列的光电二极管 (PD) 测量月像的闪烁起伏[59]，大气湍流廓线可由每对信号之间的协方差解出，6 个 PD 可以把大气分为 15 层。LuSci 可用于探测 500 m 以下的大气湍流廓线，但一般只能在满月前后的 10 d 内使用，不适合长期持续观测。2020 年，LuSci 一共使用了 48 个光电探测器，组成了6 个环。满月时，其探测能响应高度达到 1 km，在新月时达到 10 km[60]。与 LuSci 相似，Beckers [61]发明了 SHABAR (Shadow Band Ranging) 以测量日间大气湍流廓线。SHABAR 利用线性排列的多个小口径光电探测头测量太阳日面的相对亮度涨落的方差，每个光电探测头对应一定的探测角范围，通过计算不同探头的太阳闪烁率的协方差，获得日间大气湍流廓线。由于高层大气独立湍流元的平滑作用，使得 SHABAR 对高层大气湍流不敏感[24]，SHABAR 适用于测量 500 m 以内的近地层大气对像质的影响。由于 SHABAR 体积较小，经常被安装在 SDIMM 镜头前端一同观测。此外，基于波前振幅起伏测量原理，大功率激光雷达也被用于探测大气湍流引起的像质衰减：光强闪烁激光雷达采用大孔径望远镜接收其发射的激光束的后向散射光，通过测量散射光的光强相对起伏计算出闪烁率，进而获得大气湍流廓线[62,63]。

2.4 光学测量方法的优缺点分析

光学测量方法不仅可以测量整层大气和分层大气对像质的影响，还可以测量局域空气

对像质的影响。表 1 总结了目前代表性的光学测量方法的测量结果及其优缺点。

表 1 代表性光学测量方法及优缺点

光学测量方法	光源	测量结果	优点	缺点
DIMM（测量波前相位）	单星	夜间大气视宁度	可消除仪器自身抖动引起的干扰	只能测整层大气的综合视宁度
SDIMM+（测量波前相位）	太阳	日间大气湍流廓线	测量出大气湍流廓线，准确显示强湍流层的高度	一般需采用口径超过 1 m 的望远镜
A-MASP（测量波前相位）	太阳	日间大气湍流廓线	用两个小口径望远镜，达到与 SDIMM+ 相同的测量性能	双望远镜系统对指向、跟踪、消抖等控制方面要求更高
SLODAR（测量波前相位）	双星	夜间大气湍流廓线	可采用星等大于 6 的暗弱双星作探测光源，适用范围广	需采用大口径望远镜和 Shack-Hartmann 波前传感器；对弱湍流的探测能力差
Marc-Zehnder 干涉仪（测量波前相位）	激光	局域空气视宁度	测量精度高，测量动态范围大；干涉仪产生的干涉图样可直接观察	测量系统复杂，成本高昂；易受振动、温度和湿度等环境因素影响
SCIDAR（测量波前振幅）	双星	夜间大气湍流廓线	相较于测量波前相位的方法，测量出的大气湍流廓线的空间分辨率更高	需采用大口径望远镜且星等小于 6 mag 的明亮双星，应用场景受限；对近地面湍流探测不敏感
G-SCIDAR（测量波前振幅）	双星	夜间大气湍流廓线	对近地面湍流探测更敏感	需采用大口径望远镜，测量星等小于 6 mag 且分离角度合适的双星光源；应用场景受限
单星 SCIDAR（测量波前振幅）	单星	夜间大气湍流廓线	只需小口径望远镜观测一个恒星，适用场景广泛	对恒星亮度要求高于双星 SCIDAR
LuSci（测量波前振幅）	月亮	夜间大气湍流廓线	成本低，体积小，结构简单	对光源亮度要求高，只能在满月前后使用；对高层大气湍流不敏感
SHABAR（测量波前振幅）	太阳	日间大气湍流廓线	体积小，重量轻，结构简单，价格便宜；可以安装在 SDIMM 的镜头前	对高层大气湍流不敏感

两种光学测量方法的理论基础均为 Kolmogorov 湍流理论，主要用于测量符合 Kolmogorov 湍流模型的大气湍流对像质的影响。光学测量方法不适用于空气运动存在显著的各向异性和受边界条件影响大的非 Kolmogorov 湍流，例如强浮力驱动的热气流等。

3 大气对像质影响的非光学测量方法

为了表征大气对像质的影响，除了直接光学测量大气引起的星象波前相位和振幅的起

伏，人们还采用声波、微波和测温等方式，测量大气的折射率结构常数和温度结构常数。非光学手段测量大气对像质影响的常用方法包括微温测量法、声雷达和微波雷达测量法等，主要用于近地面空气或几千米范围内大气的视宁度测量。本章将详细介绍三种非光学测量方法的基本原理和计算步骤，并总结每种非光学测量方法的优缺点。

3.1 微温测量法

大气折射率随机起伏是导致光波经过大气后波前变形的原因，大气的折射率起伏主要来源于大气的温度起伏[20]。微温测量法通过测量大气温度的起伏以获得视宁度参数，是目前最成熟的非光学测量方法，其理论基础是 Kolmogorov 局部均匀各向同性湍流模型[53]。微温测量法具体可分为双点测温法、单点测温法以及单点频移测温法，其中以双点测温法最为常见。该方法通过测量不同高度空气层的两处气温的微小变化，计算出空气层的温度结构常数和折射率结构常数[64,66]，一般采用直径为几十微米的铂金丝作为测温探头。由于铂金丝极细，热响应时间很小，可以快速捕捉气温变化[67,68]。具体测量方法为[10]：首先同时测量同一水平面上，距离为 r 的两点气温的起伏，分别记为 $T(x)_i$ 和 $T(x+r)_i$ ，其中 $i=1,\ 2,\ 3,\ \cdots,N$；然后把相同时刻的两点温度值做差并平方，再取平均，进而计算出该空气层的温度结构函数，记为 $D_T(r)$：

$$D_T(r)=\frac{\sum_{i=1}^{N}[T(x)_i-T(x+r)_i]^2}{N} \quad , \tag{18}$$

温度结构常数 $C_T^2(r)$ 表示为：

$$C_T^2(r)=D_T(r)r^{2/3} \quad . \tag{19}$$

空气折射率是气温、压强和湿度的函数，而湿度变化对折射率的影响一般可以忽略。折射率结构常数，记为 $C_n^2(r)$，可由温度结构常数和压强推导出：

$$C_n^2(r)=\left(79.2\times10^{-6}\times\frac{P}{100}\times\frac{1}{T^2}\right)C_T^2(r) \quad , \tag{20}$$

其中，P 为该空气层的平均压强，单位为 Pa；T 为该空气层的平均温度，单位为 K。根据不同高度的空气层的 $C_T^2(r,h_j)$、$P(h_j)$ 和 $T(h_j)$，计算出相应的 $C_n^2(r,h_j)$，h_j 表示空气层的高度。各空气层的厚度记为 Δh_j ，总空气层数记为 M。对不同高度的空气层的 $C_n^2(r,h_j)$ 进行积分可获得积分湍流强度，记为 $I_{\rm GL}$。当空气层的高度为离散值时，用求和表示：

$$I_{\rm GL}=\sum_{j=1}^{M}C_n^2(r,h_j)\Delta h_j \quad . \tag{21}$$

利用积分湍流强度进行计算，得到视宁度参数 r_0：

$$r_0=0.185\lambda^{1.2}I_{\rm GL}^{-0.6} \quad . \tag{22}$$

则 $\alpha_{\rm FWHM}$ 为：

$$\alpha_{\rm FWHM}=0.98\lambda/r_0 \quad . \tag{23}$$

微温测量法不但可以测量固定高度空气层的折射率结构常数，也可以安装到探空气球或飞艇上，测量不同高度层的折射率结构常数，获得一定高度范围内的大气湍流廓线。该测量方法的原理简单且测量的大气湍流廓线空间分辨率高。微温测量法的主要缺点是铂金丝容易断裂且测量大气湍流廓线时的实时性差，无法实时测量不同高度层的大气折射率结构常数。

3.2 声雷达测量法

声雷达主要由天线、电声换能器、发射机、接收机以及数据存储和控制模块等组成[69]。天线用于发射和接收声波；换能器用于电脉冲信号和声脉冲信号之间的转换；发射机把电脉冲信号输入至电声换能器，可以设置声波载频和脉冲宽度等；接收机接收电声换能器的电脉冲信号，并进行放大、滤波和存储。声雷达通过发射一定频率的声波脉冲，测量声波的散射回波的强度，以获得大气的风、温度和湍流廓线等[70]。配备功率 50~100 W 电声换能器的声雷达可以测量约 1 km 范围内的大气温度和折射率结构常数[71,72]。声雷达的回波方程为[8]：

$$P_r = P_T\eta_T\eta_r GR^{-2}A_r\sigma(\theta)\frac{c_a\tau}{2}\mathrm{e}^{-2\alpha R} \quad , \tag{24}$$

其中，P_r 是回波功率，P_T 为发射的电脉冲信号功率，η_T 和 η_r 分别是电声和声电转换效率，A_r 是天线接收面积，R 表示散射体积与天线之间的距离，c_a 是声速，τ 是脉冲宽度，α 代表大气对声波的衰减系数，G 是天线指向性补偿因子，$\sigma(\theta)$ 是散射截面，θ 为散射角。假设被测大气满足 Kolmogorov 均匀各向同性湍流理论，$\sigma(\theta)$ 可表示为：

$$\sigma(\theta) = 0.033k^{1/3}\cos^2\theta\left(\frac{C_v^2}{C_T^2}\cos^2\frac{\theta}{2} + 0.13\frac{C_T^2}{T^2}\right)\left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^{11/3} \quad , \tag{25}$$

其中，C_v^2 和 C_T^2 分别为风速、温度的结构常数，$k = 2\pi/\lambda_a$ 是声波的波数，λ_a 是声波的波长，T 是散射体积内的平均温度。后向散射的散射截面记为 $\sigma(180^\circ)$，可表示为：

$$\sigma(180^\circ) = 0.008\frac{C_T^2}{T^2}\lambda_a^{-1/3} \quad . \tag{26}$$

根据回波方程，可以求解出回波功率，记为 P_r：

$$P_r = P_T\eta_T\eta_r GA_rR^{-2}0.008\frac{C_T^2}{T^2}\lambda_a^{-1/3}\frac{c_a\tau}{2}\mathrm{e}^{-2\alpha R} \quad , \tag{27}$$

其中，P_r 为测量值，其他参数均为已知量。因此温度结构常数可表达式为：

$$C_T^2 = \frac{P_rR^2T^2\lambda_a^{-1/3}}{0.004\eta_T\eta_r GP_Tc_a\tau A_r\mathrm{e}^{-2\alpha R}} \quad . \tag{28}$$

根据测量的声雷达回波功率可以反演出大气的温度结构常数廓线[8]，利用温度结构常数廓线可以计算出折射率结构常数廓线，进而获得被测大气的视宁度参数。由于大气温度起伏所引起的声波折射率的变化比光波要大几个数量级，因此声雷达探测大气折射率变化有较高的灵敏度。声波在大气中传播时衰减得很快，声雷达探测高度一般只有 1 km 范围内，同时大气条件不同会影响其探测高度[69]。

3.3 微波雷达测量法

波长从 0.1 mm 到 1 m 的电磁波被称为微波，对应频率为 300 MHz~3 000 GHz。与其他波长较长的无线电波相比，微波具有似光性。微波在大气中传播衰减较小，探测距离大于声雷达。常见的微波雷达主要由 6 个分系统组成：天线、发射机、接收机/频综分机、信号处理器、计算机和软件、无线电声波探测部件。微波雷达可以根据回波信号计算出体反射系数以及微波波段的空气折射率结构常数。晴空大气中雷达的体反射系数 η 主要由大气折射率的不均匀造成，微波雷达半波长在大气湍流惯性区内时，有[73]：

$$C_n^2 = \frac{\eta}{0.39}\lambda_r^{1/3} \quad , \tag{29}$$

式中，λ_r 是微波雷达的工作波长。为了测量 C_n^2，需要用雷达的回波功率测量出体反射系数 η，但这样需要雷达接收机工作时全部的状态参数，需要精确标定接收机。为了简化计算和参数，一般采用微波雷达回波信号的信噪比直接计算体反射系数。鉴于篇幅限制，本文不再给出详细的推导步骤，信噪比与体反射系统的关系为[69]：

$$\eta = \frac{64\ln(2)ck_{\mathrm{B}}T_{rx}}{\pi\alpha^2 P_t n_c A_P \sin(\psi)}\left(\frac{R}{\Delta R}\right)^2 SNR \quad , \tag{30}$$

式中，c 为光速，k_{B} 是 Boltzman 常数，T_{rx} 表示雷达接收机的噪声温度，α 是天线的有效系数，P_t 是微波雷达的发射功率，n_c 为雷达信号处理中的相关积分点数，A_p 为天线有效面积，ψ 是波束仰角，R 是被测大气层与天线间的距离，ΔR 是发射脉冲宽度与光速乘积的一半。微波雷达的回波功率由发射功率、天线参数和接收机参数表示。结合式 (29) 并代入相关参数值，可进一步获得：

$$C_n^2 = \frac{1.54\times 10^{-13}T_{rx}\lambda_r^{1/3}}{\alpha^2 P_t n_c A_P \sin(\psi)}\left(\frac{R}{\Delta R}\right)^2 SNR \quad . \tag{31}$$

利用式 (31) 和测量的微波雷达信号的信噪比进行计算，可以获得大气的折射率结构常数廓线。由于大气对微波信号的吸收衰减小于声波，微波雷达测量法可以测量距地面几十米以上到十多千米的大气区间。然而，与光学波段的空气折射率不同，水汽对微波波段的空气折射率影响较大。为了计算大气对光波像质的影响，需要用微波波段的空气折射率结构常数反演出光学波段的空气折射率结构常数。反演过程需要假设短时间内大气平均参数不变，并利用统计平均值进行“黑匣子”式的反演计算，使得反演光学折射率结构常数时存在不少困难和较大误差[9]。此外，微波雷达造价高昂且在使用中会产生微波污染，限制了其在大气测量方面的应用。

3.4 非光学测量法的优缺点分析

非光学测量方法的理论都是基于均匀各向同性 Kolmogorov 湍流理论，不仅用于高空大气的视宁度测量，也可以用于近地面空气视宁度的测量。我们总结了三种测量方法的优缺点，如表 2 所示。

声雷达一般用于探测距地面 10 m 以上、1 km 以内的空气层[2]，分辨率为米量级[74]。声雷达和微波雷达一般用于较大范围空域的大气湍流测量，无法用于望远镜局部空域和近地

表 2　非光学测量方法及其优缺点

非光学测量方法	测量手段	测量结果	优点	缺点
微温测量法	温度探头	温度结构常数	成本低，空间分辨率高，可用于近地面大气测量	铂金丝容易折断，测量大气湍流廓线花费时间长，实时性差
声雷达测量法	声波	温度结构常数	成本低、可日夜连续监测；可以测量风场和气温	声波衰减较大，测量范围仅几百米到 1 km；测量时容易产生声污染
微波雷达测量法	微波	折射率结构常数	具有全天候探测能力；探测空间范围大于声雷达，抗干扰能力强	体积大、便携性较差、误差较大；测量时容易造成微波污染

面空气的湍流测量。与声雷达相比，微波雷达的探测范围更大。微温测量法可以测量小尺度空气域的视宁度参数，空间分辨率大于声雷达和微波雷达。然而，微温测量法一般需要在被测空气域搭建大量的测温探头和附属器件，测量装置本身会对空气湍流产生影响。此外，由于铂金丝容易断裂且会被太阳辐射直接加热，微温测量法一般不能在恶劣天气或太阳直射下工作。

4　望远镜内部气流对像质影响的计算方法

定量评估开放式结构望远镜主、副镜的镜面气流、热光阑的镜面气流等望远镜内部气流对像质的影响的计算方法，主要包括半经验公式法、视宁度参数计算法和波前像差计算法等。半经验公式法和视宁度参数计算法将镜面气流视为均匀各向同性 Kolmogorov 湍流，以计算其视宁度参数；波前像差计算法则计算镜面气流引起的波前像差及其均方根值。本章介绍了三种计算方法的基本原理和应用场景，深入分析了每种计算方法的优缺点，并研究了视宁度参数和波前像差计算法中流体数值模拟方面的不足。

4.1　半经验公式法

天文学领域最常用的镜面视宁度半经验公式来源于加法夏望远镜 (Canada-France-Hawaii Telescope, CFHT) 主焦点的高分辨率相机 (HRCam) 拍摄的星象数据。Racine 等人[11]选取了 1990 年 2−6 月期间的 25 个夜晚，采用 CFHT 的高分辨率相机拍摄了 562 张星象图片；同时记录 CFHT 主镜边沿下方 5 cm 处的镜胚温度和主镜上方 8.5 m 处气温 $T_{\rm air}$，用于代表镜面温度和圆顶内环境气温，分别记为 $T_{\rm mirror}$ 和 $T_{\rm air}$。消除其他空气湍流干扰后，Racine 等人[11]分析了不同 $T_{\rm mirror}$ 和 $T_{\rm air}$ 时镜面气流引起的星斑（视宁度圆盘）半峰全宽角，进而拟合出 CFHT 主镜的镜面视宁度半经验公式：

$$\alpha_{\rm FWHM} = (0.4 \pm 0.05)\Delta T^{1.2} \quad , \tag{32}$$

其中，$\Delta T = T_{\rm mirror} - T_{\rm air}$，为镜体相对于镜面上方 8.5 m 处气温的温差。0.4 是根据最小二

乘法拟合获得的比例系数的点估计值，0.4 ± 0.05 为 95% 置信度的区间估计。该公式适用于 CFHT 主镜倾斜角在 ±55° 范围内的镜面视宁度评估。Racine 等人发现镜体温度低于气温时，绝对值与温差相等的镜体降温引起的镜面视宁度远小于温差，比例系数不超过 0.13。Racine 等人的 CFHT 镜面视宁度测量实验还证实，镜面视宁度是影响 CFHT 像质的重要因素[75]。进一步地，Zago 根据 1991－1993 年 CFHT 高分辨率相机的星象数据以及测量的镜体和圆顶内气温数据，拟合出 CFHT 主镜温度高于气温时的镜面视宁度公式[76]：

$$\alpha_{\mathrm{FWHM}} = (0.38 \pm 0.095)\Delta T^{1.2} \quad , \tag{33}$$

其中，0.38 是根据最小二乘法拟合获得的比例系数的点估计值，区间范围 0.38 ± 0.095 为 95% 置信度的区间估计，可认为存在 ±25% 的拟合误差。Zago 测温结果还显示，CFHT 主镜温度与圆顶内空气的温差很小，测量获得的温差平均值仅为 0.05°C，RMS 值为 0.47°C。当 $T_{\mathrm{mirror}} < T_{\mathrm{air}}$ 且两者温差在 1°C 以内时，拟合的比例系数接近于 0，表明主镜温度低于圆顶内空气时，镜面气流对像质的影响极其微弱。此外，Zago 认为 CFHT 的镜面视宁度与镜子直径无关且不随面倾斜而变化。

上述两个半经验公式没有考虑风速的影响，当镜面有气流时，Zago 进一步给出基于弗劳德数 (Froude number) 的半经验公式。弗劳德数记为 Fr，可表示为：

$$Fr = \frac{TU^2}{\Delta T g D} \quad , \tag{34}$$

式中，T 为环境温度，U 为镜面气流的风速，g 为重力加速度，D 为镜子直径。则 α_{FWHM} 为：

$$\alpha_{\mathrm{FWHM}} = 0.18 Fr^{-0.3} = 0.18 \frac{\Delta T^{1.3} g^{0.3} D^{0.3}}{T^{0.3} U^{0.6}} \quad , \tag{35}$$

其中镜面气流由长 70 cm、宽 2 cm 的气刀提供，是一种薄片型气流，最大速度为 1 m/s[77]。

另一个常用的镜面视宁度公式来源于澳大利亚赛丁泉天文台的英澳望远镜 (Anglo-Australian Telescope, AAT)。1993 年 6－12 月，Wood 和 Ryan[78]采用 AAT 的卡塞格林焦点仪器的星象图像和 DIMM 研究镜面视宁度。DIMM 安装于新南威尔士大学 APT 大楼，DIMM 高度为 2 m。Wood 和 Ryan 将 DIMM 测量星象获得的 α_{FWHM} 值作为大气湍流引起的视宁度，将 AAT 测量的星斑轮廓半峰全宽角表征大气流和镜面气流共同引起的视宁度，用两者之差表示镜面气流引起的镜面视宁度。Wood 和 Ryan[78]发现，大部分情况下 DIMM 测量的大气湍流视宁度优于 AAT，且两者之差与镜面温度和圆顶内气温有关，进而拟合出 AAT 主镜的镜面视宁度半经验公式：

$$\alpha_{\mathrm{FWHM}} = \Delta T \quad , \tag{36}$$

其中，ΔT 是 AAT 主镜边沿相对于圆顶内空气的温差。主镜温度低于圆顶内空气时，Wood 和 Ryan 证实镜面冷气流没有引起显著的像质衰减。这些半经验公式目前被广泛用于夜天文望远镜的镜面视宁度预测以及主镜热控的优化设计。太阳望远镜的镜面温升远大于夜天文

望远镜时，高温镜面引起的强烈热气流与夜天文望远镜的微弱镜面气流有显著差异。基于几台夜天文望远镜星象数据拟合出的镜面视宁度半经验公式能否应用到太阳望远镜，有待进一步探索。

4.2 视宁度参数计算法

除了利用夜天文望远镜星象数据拟合出的半经验公式，基于流体动力学仿真的数值计算方法越来越多地被用于评价镜面气流对像质的影响。Vogiatzis 和 Upton[12]将镜面空气简化为二维模型并将其网格划分为 n 层、m 列，因此二维镜面空气域一共被划分为 $m \times n$ 个矩形网格。Vogiatzis 和 Upton[12]采用计算流体动力学仿真获得镜面气流的稳态温度场，然后计算出各个网格的平均气温和平均空气折射率。第 j 层、第 i 列的网格的平均折射率记为 $N(x_j, z_j)$。第 j 层中相距为 ρ 的两个网格的折射率差值，记为 $\Delta_\rho N(x_i, z_j)$，表示为：

$$\Delta_\rho N(x_i, z_j) = N(x_i, z_j) - N(x_i + \rho, z_j) \quad , \tag{37}$$

式中，ρ 为相对距离，其设定值处于 Kolmogorov 湍流惯性子区尺度范围内。本质上，ρ 等价于微温测量法的测温距离 r。根据折射率结构常数的定义，第 j 层的折射率结构常数，记为 $C_N^2(\rho, z_j)$，可表示为：

$$C_N^2(\rho, z_j) = \left\langle \int [N(x, z_j) - N(x + \rho, z_j)]^2 \mathrm{d}x \right\rangle \rho^{-2/3} \quad , \tag{38}$$

式中 $\langle\,\rangle$ 符号表示系综平均，是该空气层相距为 ρ 的任意两网格之间的所有可能的折射率差的系综平均，具体计算方法与微温测量法相似。Vogiatzis 和 Upton 将镜面空气湍流视为均匀各向同性 Kolmogorov 湍流，认为每个高度层的 Kolmogorov 湍流引起的不同网格间的折射率变化在重复测量中出现的所有可能，等于该高度层相距为 ρ 的网格间折射率变化的所有可能，并可在一次相当长时间的重复测量试验内以相同的概率出现。本质上，Vogiatzis 和 Upton 提出的数值计算方法与微温测量法相似，前者计算空间平均，后者测量时间平均。对于 Kolmogorov 湍流，两种平均都可以代表系综平均。对不同高度的空气层的 $C_N^2(\rho, z_j)$ 进行积分获得积分湍流强度，然后根据式 (22) 计算出视宁度参数 r_0。该方法理论上可以推广到实际的三维镜面空气域，但用于三维空气模型时需要对空气域进行严格的六面体网格划分，需要计算出每个网格的平均温度。对于有限元仿真软件来说，网格划分、网格的平均温度和折射率计算方面技术难度大且繁琐复杂。

为了克服 Vogiatzis 方法的不足，黄善杰等人[79]提出了一种基于有限元节点温度的视宁度参数计算法。该方法采用 K-Epsilon 模型对镜面气流进行数值模拟，获得稳态温度场。然后以镜面为初始面，沿镜面法线方向，在空气域划分出若干个层面，记为 S_i $(i = 1, 2, 3, \cdots, n_0)$，分层面之间的空气层厚记为 Δz，分层面 S_1 和镜面之间为第一个空气层；分层面 S_i 中的节点总数设为 n_i，共有 n_0 个 n_i 值。从 Fluent 软件中导出的包含所有节点坐标和对应温度的数据文件，从文件中依次读取每一分层面 S_i 的每一个节点，记为 N_{ij} $(j = 1, 2, 3, \cdots, n_i)$。以任意节点 N_{ij} 为圆心，分别以 $\rho - \Delta_\rho$ 和 $\rho + \Delta_\rho$ 为内、外半径做圆环，环带内的节点总数记为 n_{ij}，每一个节点对应一个节点总数，称为

$N_k\ (k=1,2,3,\cdots,n_{ij})$。其中 ρ 小于镜面半径，大于镜面半径的 1/4，Δ_ρ 小于 ρ 的 1/2。读取每一个节点的 N_{ij} 温度值和对应该节点的环带内所有节点的温度值，分别赋值给 T_{ij} 和 $T_k\ (k=1,2,3,\cdots,n_{ij})$。根据温度结构常数的定义，第 i 层空气的温度结构常数为：

$$C_T^2(S_i;R)=\sum_{j=1}^{n_i}\frac{\sum\limits_{k=1}^{n_{ij}}(T_{ij}-T_k)^2}{n_{ij}}/R^{2/3}\quad , \tag{39}$$

进而得出第 i 层空气的折射率结构常数，可表示为：

$$C_N^2(S_i;R)=\left[79.2\times10^{-6}\frac{P}{100}\frac{1}{\left(\sum\limits_{j=1}^{n_i}T_{ij}/n_i\right)^2}\right]^2\times\sum_{j=1}^{n_i}\frac{\sum\limits_{k=1}^{n_{ij}}(T_{ij}-T_k)^2}{n_{ij}}/R^{2/3}\quad , \tag{40}$$

式中，P 为大气压强 (hPa)。在镜面法线方向上，对不同空气层的折射率结构常数 $C_N^2(S_i;R)$ 进行积分，获得积分湍流强度，记为：

$$I_{GS}=\sum_{i=1}^{n_0}C_N^2(S_i;R)\Delta z\quad . \tag{41}$$

根据式 (22)，视宁度参数 r_0 可表示为：

$$r_0=0.185\lambda^{1.2}\left\{\sum_{i=1}^{n_0}\left[79.2\times10^{-6}\frac{P}{100}\frac{1}{\left(\sum\limits_{j=1}^{n_i}T_{ij}/n_i\right)^2}\right]^2\frac{\sum\limits_{j=1}^{n_i}\frac{\sum\limits_{k=1}^{n_{ij}}(T_{ij}-T_k)^2}{n_{ij}}}{R^{2/3}}\Delta z\right\}^{-0.6}\quad , \tag{42}$$

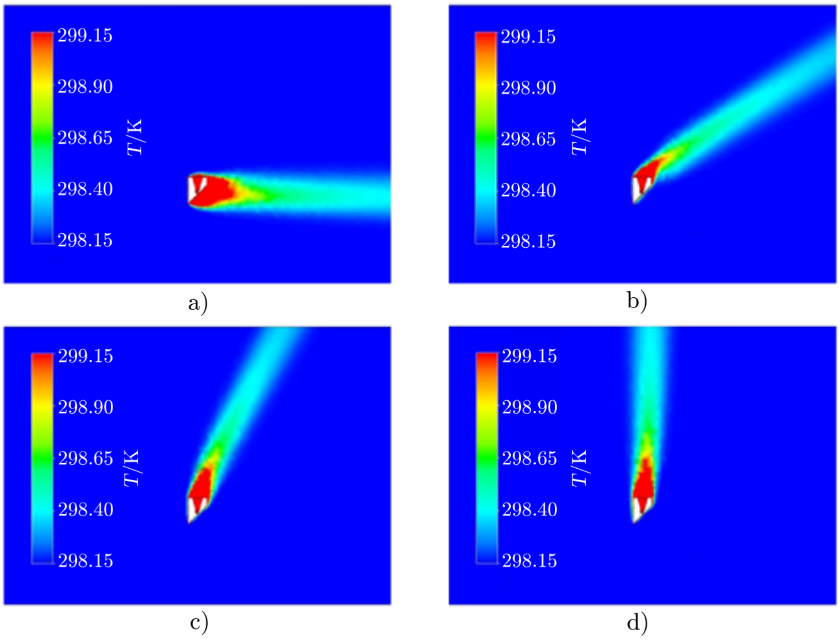
式中 λ 为望远镜工作波段的中心波长，单位为 m。与 Vogiatzis 的计算方法相比，该方法可用 Fluent 仿真获得的节点温度计算出 r_0，大幅度降低了计算量。

Zhang 等人[80]提出了一种基于 COMSOL 软件的大涡模拟 (Large-eddy Simulation, LES) 的镜面视宁度计算方法。结合视宁度参数 $\alpha_{\rm FWHM}$ 的定义，Zhang 等人将镜面发出的均匀排列的 180 根光线，经镜面气流后入射至像平面的点列图（交点分布）轮廓视为点光源经过镜面气流后的 PSF 轮廓。像面上交点位置反映了镜面气流引起的相应光线的波前倾斜，像面上点列图中点的数密度表征像面照度。设流体仿真的时间步长为 0.1 s，每 0.1 s 可获得一幅 180 个像面交点组成的点列图；利用 2 s 内 20 张点列图叠加后的点列图数密度轮廓的半峰全宽角，从而评估镜面气流引起的像质衰减。该方法可以定量计算望远镜的主镜和副镜，以及热光阑等光学元件的镜面气流对像质的影响。

视宁度参数计算法一般将镜面气流视为均匀各向同性 Kolmogorov 湍流，采用折射率结构函数或视宁度参数的定义，计算出 r_0 或 α_{FWHM} 等视宁度参数。目前视宁度参数计算法大多用于评估夜天文望远镜的镜面气流引起的像质衰减，难以用于空气运动不是均匀各向同性的非 Kolmogorov 湍流。

4.3 波前像差计算法

为了评估太阳望远镜热光阑的镜面热气流对像质的影响，Liu 等人[81]首次采用波前像差描述镜面热气流引起的像质衰减。ANSYS-CFX 稳态模型被用于镜面热气流的流体仿真[11]，湍流模型为 K-Epsilon 模型、浮力模型为 Boussinesq approximation。Liu 等人[81]仿真了不同望远镜高度角 (0°, 30°, 60°, 90°) 的热光阑上方空气的温度场，如图 3 所示。



注：a) 望远镜高度角为 0°；b) 30°；c) 60°；d) 90°。

图 3 不同望远镜高度角的热光阑上方空气温度场[81]

仿真结果显示，热气流的上升方向与重力相反，且气温随着与热光阑距离的增加逐渐降低。Liu 等人根据仿真获得的有限元单元的节点温度组成的离散稳态温度场，获得每个节点相对于标准点的离散折射率场。忽略湿度对空气折射率的影响，采用标准大气压下 25°C 空气的折射率为标准点，将离散温度场转化为离散相对折射率场。两者之间的转化公式为：

$$\Delta n_i = \int_{T_{\mathrm{std}}}^{T_i} -7.853 \left(1 + \frac{5.666 \times 10^{-3}}{\lambda^2} + \frac{4.731 \times 10^{-5}}{\lambda^4}\right) \frac{1}{T^2} \times 10^{-4} \mathrm{d}T \quad , \tag{43}$$

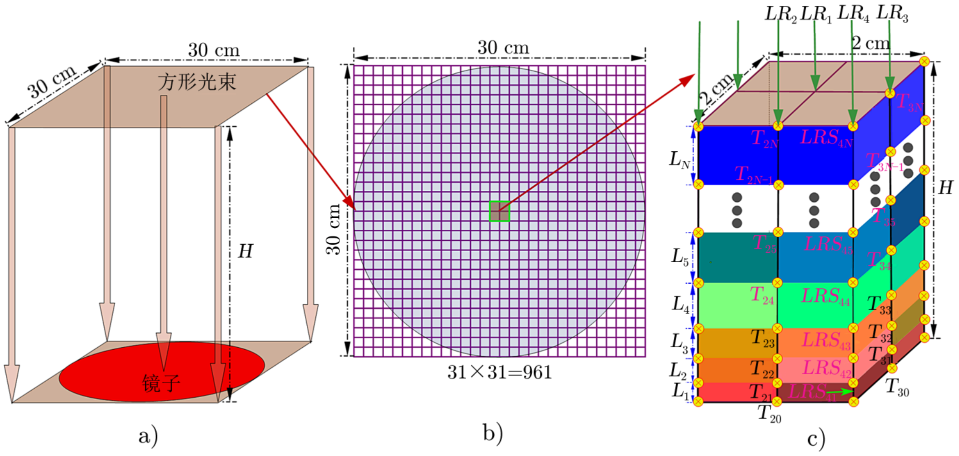
其中，Δn_i 为第 i 个节点相对于标准点的相对折射率，T_i 为第 i 个节点的温度，T_{std} 为 25°C，λ 是望远镜工作波段的中心波长。为了计算光线穿过热气流的光程，Liu 等人将光线

的起始点的折射率和位置作为参考基准。由于起始点与节点难以完全对应，根据起始点周围 20 个节点的温度值和折射率，采用插值方法获得起始点的折射率，表示为：

$$\Delta n_i(x,y,z)=\sum_{j=1}^{N}\frac{\Delta n_j(x,y,z)}{d_j(x,y)}\Bigg/\sum_{j=1}^{N}\frac{1}{d_j(x,y)}\quad , \tag{44}$$

式中，$\Delta n_i(x,y,z)$ 表示第 i 条光线起始点的折射率，$\Delta n_j(x,y,z)$ 是起始点周围的第 j 个节点的相对折射率，$d_j(x,y)$ 是 j 节点到光线起始点的距离，N 为 20。根据光线路径上各个节点的相对折射率及其与起始点之间的距离，沿光线传输路径对各条光线进行光程积分，计算出穿过热气流的各条光线相对于起始点的光程。根据光程构造出波前，利用波前像差描述热气流引起像质衰减。Liu 等人用稳态温度场计算获得的波前像差，评价热光阑气流对像质的影响。该方法具有首创性，但还存在一些不足之处。(1) K-Epsilon 湍流模型是一种基于雷诺平均纳维-斯托克斯方程 (RANS) 的模型，也称为雷诺平均法。雷诺平均法把瞬时随机脉动量做统计平均，获得的是时均化的温度场[82]，湮灭了镜面气流的演化过程。(2) 该方法对一个镜面温升只能计算出一个温度场和波前像差值，无法研究热气流演化规律及其对像质影响的动态特性。

为解决上述不足，Huang 等人[83]提出了一种基于大涡模拟的镜面热气流引起的瞬态波前像差计算方法。采用基于大涡模拟的流体动力学仿真以获得镜面热气流的结构瞬态演化规律及其热影响区域。根据不受限于有限元节点的离散空气温度，结合光束离散采样、光线分割和光线追迹等手段，提出了一种计算过程相对简单的波前像差计算方法。以直径 30 cm 的样镜为例，阐述计算镜面气流引起的波前像差的方法。如图 4 所示，入射至直径 30 cm 样镜的光束设为 30 cm×30 cm 的方形光束，光束的长度记为 H。



注：a) 方形光束垂直入射镜面示意图；b) 方形光束离散采样示意图；c) 中心区域光线的分割及其对应气温。

图 4　光束离散采样原理示意图

对入射至镜面的方形光束进行 1 cm 等间隔离散采样，获得 961 条平行光线，记为 LR_i $(i=1,2,3,\cdots,961)$，如图 4b) 所示。每个光线分割为 N 个微小尺度光线段，共有

$961\times N$ 个光线段，记为 LRS_{ij} $(i=1,2,3,\cdots,961;\ j=1,2,3,\cdots,N)$。光线段的长度表示为 L_j $(j=1,2,3,\cdots,N)$，其中 L_j $(j=1,2,3,\cdots,100)$ 的长度为 1 mm，其他光线段长度为 1 cm。由于光线段的长度较小，光线段内的气温和折射率可视为常数，我们把光线段端点的气温作为光线段的平均温度，记为 T_{ij} $(i=1,2,3,\cdots,961;\ j=1,2,3,\cdots,N)$。根据光线段的温度 T_{ij} 可以获得该光线段的空气折射率，记为 n_{ij}：

$$n_{ij}=1+\frac{273.15}{T_{ij}}\left(287.6155+\frac{1.62887}{\lambda^2}+\frac{0.0136}{\lambda^4}\right)\quad . \tag{45}$$

每根光线的光程，记为 OPL_i $(i=1,2,3,\cdots,961)$，可由式 (46) 追迹计算：

$$OPL_i=\sum_{j=1}^{N}L_jn_{ij}\quad . \tag{46}$$

将每条平行光线的实际光程根据其位置进行排列来获得方形光束的实际波前，记为 W_r。波前像差等于实际波前减去理想波前，记为 W_e：

$$W_e=W_r-W_i\quad , \tag{47}$$

W_i 表示镜面上方气温为 20°C 时的理想波前。根据不同时刻的瞬态空气温度场，计算出不同演化时刻的镜面热气流引起的波前像差，然后采用傅里叶变换即可获得波前像差的频率特性。波前像差的瞬态行为和频率特性可表征镜面热气流对像质的影响，可以作为镜面视宁度参数的一种补充，有助于更充分地理解镜面热气流引起的像质衰减。此外，波前像差的瞬态行为和频率特性也有助于分析主动光学和自适应光学在校正镜面热气流引起的波前像差方面的能力。

波前像差均方根值是天文望远镜的总体成像误差分配设计的常用参数。镜面热气流是望远镜中除光学元件之外引入波前像差的一个重要来源。Huang 等人[83]认为可以把镜面热气流引起的波前像差均方根值纳入望远镜成像误差分配系统，优化望远镜研制和装配过程的误差分配设计。方形光束中，入射到镜面的光线总数，记为 M；入射到镜面的各个光线的光程记为 OPL_k $(k=1,2,3,\cdots,M)$。则 M 根光线的平均光程，记为 $AOPL$，可表示为：

$$AOPL=\sum_{k=1}^{M}OPL_k/M\quad . \tag{48}$$

入射到镜面的圆形光束中各个光线的光程与 $AOPL$ 的差，记为 ΔOP_k $(k=1,2,3,\cdots,M)$：

$$\Delta OP_k=AOPL-OPL_k\quad . \tag{49}$$

圆形光束的波前像差均方根值，记为 $W_{\rm rms}$，表示为：

$$W_{\rm rms}=\sqrt{\frac{\sum\limits_{k=1}^{M}\Delta OP_k^2}{M}}\quad . \tag{50}$$

Huang 等人[83] 采用热气流不同演化时刻的波前像差均方根值，表征镜面热气流对像质的总体影响程度。无风环境下，浮力驱动的镜面热气流，其能量和动量主要集中在尺度较大的自由热对流运动，是一种镜面自然对流。自由热对流不仅主导了镜面自然对流内部的动量和能量输运，也支配了其对像质的影响。然而，自由热对流的空气运动和温度变化存在显著的各向异性，不符合均匀各向同性的 Kolmogorov 湍流模型。镜面自然对流的边缘会逐级破碎成尺度逐渐变小的空气运动，最后破碎成接近各向同性的小尺度空气运动并融入周围空气，但符合 Kolmogorov 湍流模型的小尺度空气运动在自然对流中的能量占比较小。因此，视宁度参数难以充分评估镜面自然对流引起的像质衰减。瞬态波前像差及其频率特性更适合评估镜面自然对流对像质的影响，一定意义上可以当做镜面视宁度参数的一种重要补充。

4.4　计算方法的优缺点分析

半经验公式法和视宁度参数法主要用于 Kolmogorov 湍流，而波前像差计算法可以计算包括自然对流、强迫对流在内的各种非 Kolmogorov 湍流和 Kolmogorov 湍流对像质的影响。各种计算方法的适用范围和优缺点如表 3 所示。

表 3　计算方法的适用范围及其优缺点

计算方法	适用范围	计算结果	优点	缺点
半经验公式法	Kolmogorov 湍流	视宁度参数	简化复杂镜面气流影响，计算简单	依赖于几台夜天文望远镜的观测数据拟合，通用性较差
视宁度参数计算法	Kolmogorov 湍流	视宁度参数	可定量计算任何尺度空气引起的视宁度	只针对 Kolmogorov 湍流，需满足局地均匀各向同性假设
稳态波前像差计算法	任意气流	波前像差（稳态）	适用于 Kolmogorov 和非 Kolmogorov 湍流	只能获得时均化的温度场和波前像差
瞬态波前像差计算法	任意气流	波前像差（瞬态）	可获得气流对像质影响的瞬态行为和频率特征	计算量大，需要计算出大量瞬态时刻的波前像差

此外，目前计算方法中广泛使用的雷诺平均法和大涡模拟等计算模型都存在着不同程度的简化和折中处理，难以充分模拟小尺度空气运动对像质的影响。直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 用瞬态纳维-斯托克斯方程对流体运动进行直接求解，没有任何简化计算，理论上可以得到望远镜内部气流三维运动的精确结果，进而获得更准确的波前像差。望远镜内部气流为非常不规则的多尺度运动，将 DNS 应用于望远镜内部气流模拟时需要解析各种空间-时间尺度上的空气运动细节[84]，因此网格需求和计算量非常巨大。一般情况下，研究者难以提供相应的计算能力。DNS 方法目前仍主要用于简单二维流动的物理机制研究，难以用于复杂气流的数值模拟[85,86]。

5　总结与展望

本文介绍了三类测量和计算大气对像质影响的技术方法，并阐述了三种方法的代表路

线和研究进展。光学测量方法通过测量大气引起的波前相位和振幅起伏，以获得整层大气或分层大气对像质的影响程度。随着激光测量技术和高精度波前探测技术的进步，光学测量方法也逐渐应用于局部大气对像质影响的测量。声雷达和微波雷达等非光学测量方法可以测量距地面数千米范围内的大气湍流廓线，最大测量高度依赖于雷达发射功率。微温测量法利用铂金丝测量气温的脉动起伏，能够测量特定空气层的折射率结构常数，也可以搭载在探空气球或飞艇上测量大气湍流廓线。计算方法主要用于定量评估望远镜内部气流对像质的影响，半经验公式法广泛应用于镜面视宁度的预估，视宁度参数计算法和波前像差计算法也在望远镜设计领域逐渐显示出其重要性。上述测量方法和半经验公式法、视宁度参数计算法均将空气湍流视为均匀各向同性 Kolmogorov 湍流。波前像差计算法本质上不依赖 Kolmogorov 湍流理论，适合评价非 kolmogorov 湍流对像质的影响。我们对比了三类方法的输出结果和技术特点，如表 4 所示。

表 4 测量和计算方法的技术特点

方法	理论基础	结果	技术特点
光学测量方法	Kolmogorov 湍流理论	视宁度参数	不仅可测量整层大气和分层大气，还可以测量近地面空气；技术成熟、应用范围广
非光学测量方法	Kolmogorov 湍流理论	视宁度参数	可测量千米量级范围大气和近地面空气，空间分辨率高
计算方法	部分计算方法基于 Kolmogorov 湍流理论，另一部分基于波前像差理论	视宁度参数和波前像差	多用于定量计算望远镜内部气流引起的像质衰减及其动态特性，可以在望远镜设计阶段计算不同光机方案的像质衰减

随着天文学家对望远镜观测能力要求的提高，定量评估不同望远镜热控方案下镜面气流对像质的影响程度在望远镜研制中的重要性日益增加，波前像差计算法和视宁度参数计算法备受期待。然而，目前波前像差计算法和视宁度参数计算法采用的雷诺平均法、大涡模拟等模型都存在不同程度的简化和折中处理，难以充分模拟小尺度空气运动对像质的影响。DNS 用瞬态纳维-斯托克斯方程对流体运动进行直接求解，没有简化计算，理论上可以得到望远镜内部热气流三维运动的精确结果。随着计算能力的提高和天文学家对望远镜内部视宁度的日益重视，DNS 将越来越多地应用于望远镜内部气流对像质影响的计算中。

参考文献：

[1] 赵凯华, 钟锡华. 光学（上册）. 北京: 北京大学出版社, 2008: 226
[2] 周丹. 硕士论文, 昆明: 中国科学院云南天文台, 2002: 1
[3] 刘忠. 硕士论文, 昆明: 中国科学院云南天文台, 1996: 3

[4] 安其昌, 吴小霞, 张景旭, 等. 红外与激光工程, 2021, 50(7): 419
[5] Fried D L. Radio Science, 1975, 10(1): 71
[6] Ulich B L, Davison W B. PASP, 1985, 97: 609
[7] Roddier F. Progress in Optics XIX. Elsevier, 1981, 19: 281
[8] 陈炎涓. 大气科学, 1984, 8(1): 66
[9] 余申伟. 硕士论文, 合肥: 中国科学院合肥物质科学研究院, 2007: 50
[10] 候金良, 苏洪钧. 天文研究与技术, 1996 , 22: 119
[11] Racine R, Salmon D, Cowley D, et al. PASP, 1991, 103(667): 1020
[12] Vogiatzis K, Upton R. SPIE, 2006, 6271: 424
[13] Liu Y Y, Gu N T, Rao C H. Optics Express, 2015, 23(15): 19980
[14] 顾德门. 统计光学. 北京: 科学出版社, 1992: 61
[15] Strohbehn J W, Clifford S F. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1967, 15(3): 416
[16] Clifford S F. Laser Beam Propagation in the Atmosphere, 2005, 25: 9
[17] Fried D L. JOSA, 1965, 55(11): 1427
[18] Fried D L. JOSA, 1966, 56(10): 1372
[19] Fried D L. JOSA, 1966, 56(10): 1380
[20] 刘忠. 博士论文, 昆明: 中国科学院云南天文台, 2003: 1
[21] Roddier F J, Cowie L L, Graves J E, et al. Advanced Technology Optical Telescopes IV. SPIE, 1990, 1236: 485
[22] 刘忠, 邱耀辉, 钱苹. 天文研究与技术, 1993, 2(9): 54
[23] 张兆顺, 崔桂香, 许春晓. 湍流理论与模拟. 北京: 清华大学出版社, 2006: 130
[24] 刘忠, 楼柯, 张瑞龙, 等. 天文研究与技术, 2000, 4: 95
[25] Scharmer G B, Van Werkhoven T I M. Astronomy & Astrophysics, 2010, 513: A25
[26] Kellerer A, Gorceix N, Marino J, et al. Astronomy & Astrophysics, 2012, 542: A2
[27] Wang Z Y, Zhang L Q, Kong L, et al. MNRAS, 2018, 478(2): 1459
[28] Wilson R W. MNRAS, 2002, 337(1): 103
[29] Ren D Q, Zhao G, Zhang X, et al. PASP, 2015, 127: 870
[30] Ren D Q, Zhao G. PASP, 2016, 128(968): 105002
[31] Martin F, Tokovinin A, Agabi A, et al. A&AS, 1994, 108: 173
[32] Ziad A, Conan R, Tokovinin A, et al. Applied Optics, 2000, 39(30): 5415
[33] Maire J, Ziad A, Borgnino J, et al. MNRAS, 2007, 377(3): 1236
[34] Ziad A, Blary F, Borgnino J, et al. A&A, 2013, 559: L6
[35] ChabéJ, Aristidi E, Ziad A, et al. Applied Optics, 2020, 59(25): 7574
[36] 方玉亮, 金振宇, 刘忠, 等. 中国激光, 2018, 45(8): 3
[37] Song T F, Cai Z C, Liu Y, et al. MNRAS, 2020, 499(2): 1909
[38] Cavazzani S, Rodeghiero G, Capraro I, et al. PASP, 2014, 126(937): 312
[39] Mermelstein M D. Optics Letters, 1995, 20(18): 1922
[40] 梅海平. 博士论文, 合肥: 中国科学院合肥物质科学研究院, 2007: 40
[41] 梅海平, 郝磊, 饶瑞中. 大气与环境光学学报, 2008, 3(5): 321
[42] 郝磊, 梅海平, 钱仙妹, 等. 光子学报, 2008, 37(11): 2292
[43] Ziad A, Ali W D, Borgnino J, et al. Proceedings of the Third AO4ELT Conference. Florence: AO4ELT, 2013: 13350
[44] Deng J, Song T F, Liu Y. SPIE, 2022, 12169: 2318
[45] 邓鉴. 硕士论文, 北京: 中国科学院大学, 2022: 27
[46] 杨飞, 安其昌, 张静, 等. 光学精密工程, 2017, 25(10): 2572
[47] 杨飞, 安其昌, 赵宏超, 等. 发明专利, 2016, CN201510736490.6
[48] 杨飞, 安其昌, 赵宏超, 等. 发明专利, 2016, CN201510967777.X
[49] Belen'kii M S, Roberts D W, Stewart J M, et al. Optics Letters, 2000, 25(8): 518
[50] Jing X, Hou Z H, Wu Y, et al. Optics Letters, 2013, 38(17): 3445

[51] Vernin J, Roddier F. JOSA, 1973, 63(3): 270
[52] Rocca A, Roddier F, Vernin J. JOSA, 1974, 64(7): 1000
[53] 刘立勇, 姚永强. 天文学进展, 2010, 28(4): 391
[54] Avila R, Vernin J, Sánchez L J. A&A, 2001, 369(1): 364
[55] Habib A, Vernin J, Benkhaldoun Z, et al. MNRAS, 2006, 368(3): 1456
[56] Liu L Y, Yao Y Q, Vernin J, et al. Chinese Science Bulletin, 2013, 58: 4566
[57] Kornilov V, Tokovinin A A, Vozyakova O, et al. Adaptive Optical System Technologies II. SPIE, 2003, 4839: 837
[58] Osborn J. Dissertation. Durham: Durham University, 2010: 44
[59] Tokovinin A, Bustos E, Berdja A. MNRAS, 2010, 404(3): 1186
[60] Hickson P, Feng L, Hellemeier J A, et al. MNRAS, 2020, 494(4): 5992
[61] Beckers J M. Experimental Astronomy, 2001, 12: 1
[62] 崔朝龙. 博士论文, 北京: 中国科学院大学, 2012: 49
[63] 赵琦. 博士论文, 北京: 中国科学院大学, 2018: 93
[64] Song T F, Liu Y, Cai Z, et al. MNRAS, 2021, 505(2): 3070
[65] 翁宁泉, 曾宗泳, 肖黎明, 等. 强激光与粒子束, 1999, 11(6): 673
[66] 肖黎明, 翁宁泉, 马成胜, 等. 合肥工业大学学报: 自然科学版, 2004, 27(2): 179
[67] 王红帅, 李志, 刘威卫. 天文研究与技术, 2010 , 7(1): 60
[68] 王德清. 硕士论文, 北京: 中国科学院大学, 2019: 23
[69] 翁宁泉. 博士论文, 北京: 中国科学院研究生院, 2004: 17
[70] Epchtein N, Candidi M, Lawrence J S, et al. European Astronomical Society Publications Series, 2007, 25: 31
[71] Kallistratova M A, Kouznetsov R D. Meteorologische Zeitschrift, 2009, 18(3): 297
[72] Kallistratova M A. 14th International Symposium for the Advancement of Boundary Layer Remote Sensing. Copenhagen: IOP Publishing, 2008: 012001
[73] 张培昌, 王振会. 大气微波遥感基础. 北京: 气象出版社, 1995:221
[74] 邓鉴, 宋腾飞, 刘煜. 天文学进展, 2022, 40(3): 345
[75] Racine R. IAU Colloquium, 1984, 79: 235
[76] Zago L. Dissertation. Switzerland: University of Applied Sciences of Western Switzerland, 1995: 56
[77] Iye M, Noguchi T, Torii Y, et al. PASP, 1991, 103(665): 712
[78] Wood P R, Ryan S G. PASA, 1995, 12(1): 95
[79] 黄善杰, 许方宇, 金振宇, 等. 发明专利, 2017, CN201611155639.2
[80] Zhang Y C, Xu F Y, Zhuang Y, et al. Optics Express, 2023, 31(24): 40435
[81] Liu Y Y, Gu N T, Rao C H. Optics Express, 2015, 23(15): 19980
[82] 刘春宝, 李静, 卜卫羊, 等. 液压与气动, 2019, 6: 58
[83] Huang S, Wang L, Hu X, et al. Optics Express, 2023, 31(11): 17148
[84] Moin P, Mahesh K. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30(1): 539
[85] 李丽. 硕士论文, 吉林: 吉林大学, 2018: 10
[86] Yan Z H. Heat and Mass Transfer, 2007, 43: 503

Progress in Measurement and Calculation Methods of Atmospheric Effects on Telescope Image Quality

HUANG Shanjie[1,2], ZHAO Jinsong[3], XU Fangyu[2], WANG Lingxue[1], SONG Tengfei[2], CAI Yi[1,2]

(1. School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China; 2. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216, China; 3. Kunming Institute of Physics, Kunming 650216, China)

Abstract: The degradation of telescope image quality caused by atmospheric turbulence is currently an important factor restricting the high-resolution observation capability of ground-based astronomical telescopes. Measuring and calculating the effect of the atmosphere on telescope image quality is an important research direction in the field of astronomical technology. Firstly, the theoretical basis for measuring the effect of the atmosphere on image quality using optical and non-optical methods was elaborated, and representative technical routes, measurement results, and research progress of the two measurement methods were presented. The advantages and disadvantages of these measurement methods were analyzed in depth. Then, the basic principles and applicable ranges of three methods for calculating the effect of the telescope's internal airflow on the image quality of telescopes were summarized, and the advantages and disadvantages of these calculation methods were analyzed in depth. Finally, the technical characteristics of optical and non-optical measurement methods and computational methods were summarized, and an outlook on the future development direction of calculation methods was provided.

Key words: ground-based astronomical telescope; seeing; kolmogorov turbulence; wavefront error